替代反应法测量 ^{88}Y 中子俘获截面

朱德宇[1]，邱奕嘉[1,3]，林承键[2]，吴晓光[2]，韩银录[1]，吴鸿毅[1]，冯晶†[1]，郑云[2]，杨磊[2]，李聪博[2]，骆天鹏[2]，常昶[2]，孙琪[1]，王涵语[1]，赵亦轩[1]，黄大湖[2]，李天晓[2]，郑敏[2]，赵子豪[2,4]，朱意威[1]，赵坤灵[1,5]，孙鹏飞[1]，宋金兴[1]，郭明伟[1]，任四禧[1]

1(中国原子能科学研究院核数据重点实验室，北京，102413)

2（中国原子能科学研究院核物理研究所，北京，102413）

3(兰州大学核科学与技术学院，兰州，730000)

4(吉林大学物理学院，吉林，130012)

5(成都理工大学核技术与自动化工程学院，成都，102413)

摘要：不稳定核中子反应截面数据在许多领域中有着重要价值，但由于制靶困难等因素而难以直接进行测量。通过替代反应生成相同复合核，测量替代反应相应反应道结果并结合理论计算可间接获得所需的中子反应截面。基于此原理，使用 ^{89}Y(p,p')^{89}Y 作为 ^{88}Y(n,γ)^{89}Y 的替代反应，通过 p-γ 符合测量得到复合核 ^{89}Y*通过级联 γ 退激发时特征 γ 射线随等效中子能量变化的相对衰变概率曲线，结合 UNF 程序计算的中子反应复合核形成截面和 Weisskopf-Ewing 近似，得到了 ^{88}Y(n,γ)的反应截面。

关键词：替代反应；中子俘获截面；Weisskopf-Ewing 近似；非弹性散射

中图分类号:O571.41+3　　　**文献标志码: A**　　**doi:**

1 引言

元素的起源是核天体物理学中尚未完全解决的一个关键问题。依照目前的认识，在核天体物理反应网络中，通过恒星内部的静态核燃烧过程可以得到比铁轻的元素，但几乎无法合成比铁更重的元素[1]。目前认为，产生比铁更重的元素有三类主要过程：s-过程、r-过程和 p-过程[2]。当前只有 s-过程的发生场所和反应条件或多或少已被人们所认识[3]，而对 r-过程与 p-过程的产生地点与反应过程的了解仍较为不足[4][5][6]，部分原因是缺少相应的不稳定核反

收稿日期： yyyy-mm-dd; **修改日期**：yyyy-mm-dd

基金项目： 核数据重点实验室基金资助项目 (JCKY2019201C151)，稳定支持基础科研计划资助项目（BJ010261223282）

作者简介： 朱德宇(1999-)，男，山东聊城人，硕士研究生，从事核技术及应用研究；Email: 17616185305@163.com

通信作者： 冯晶，Email: fengj@ciae.ac.cn

应截面。。通过利用放射化学，可以确定核装置性能的各个方面。在地下核试验中，通常会在测试前将选定的自然元素装入装置中，然后回收其活化产物进行计数。将产物以同位素比值的形式进行测量。通过比较测量的同位素比值，可以推断出性能方面的信息。综上所述，不稳定核的一系列核数据，例如反应截面数据等对于人们了解核天体物理模型构建和反应网络，以及核化学反应产物的监测有着很大的帮助，但在直接测量中往往面对着诸多问题：短寿命核素难以制靶，短寿命核素衰变产生的射线和衰变后子核素显著干扰实验结果，实验人员辐射防护困难等，因此需要间接方法进行截面测量。替代反应法是当前较有前景的测量短寿命不稳定核素反应截面的一种间接方法[7]。

在本文的工作中，我们使用替代法从实验上研究 $^{88}Y(n,\gamma)$反应截面，因该反应与核质量数 $A\approx90$ 附近区域中的 p-过程相关[12]，对于我们认识元素的起源和天体的演化具有非常重要的意义；同时在国防方面，该元素的各个同位素的核数据也有重要的意义；目前国内外对于该反应的实验研究只有一组公开的实验数据，且是该反应截面的上限值，缺少实用意义。综上所述，有必要在国内开展针对于该反应截面的实验测量。由于 ^{88}Y 为不稳定核，典型制靶所需的 1 μg 的 ^{88}Y 样品的放射性活度约为 13.9 mCi，且主要衰变辐射为 1.8 MeV 高能 γ 射线，实验时辐射防护困难。同时目标反应的产物为稳定核 ^{89}Y，并不适用活化法，因活化法要求产物为不稳定核。此外，若要制成可供实验用的 ^{88}Y 靶，所产生的费用无法承担。综上所述，为了保护实验人员，便于测量，并考虑到经济因素，我们使用 $^{89}Y(p,p')$反应作为替代反应生成相同的复合核 $^{89}Y^*$进行截面测量。

2 替代反应法原理

替代反应法的基本思想是：对于复合核过程占据优势的不稳定核反应，某些稳定核发生的核反应能够与所研究的不稳定核发生的核反应形成相同的复合核，基于玻尔的复合核理论，即复合核的衰变过程与形成过程无关[8]，具有相同状态的复合核将通过相同的衰变道和分支比衰变，如图 1 所示，从而可以通过稳定核反应来研究不稳定核的反应截面。由于替代反应法可以将核数据测量拓展到实验上难以直接研究的短寿命不稳定核区域，因此它对核反应截面测量以及与核反应截面数据相关的领域有着重要的意义。

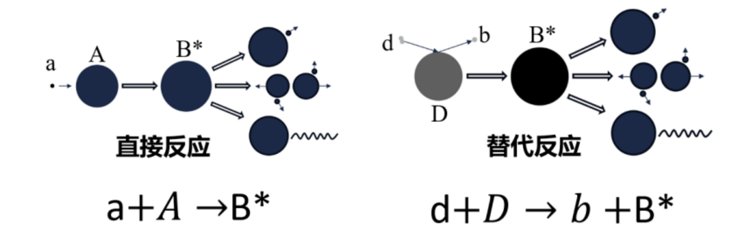


图 1：替代反应法原理图示

根据 Hauser-Feshbach 理论[10,11]，反应截面可以表示为

$$\frac{d\sigma_{\alpha\chi}^{\mathrm{HF}}(E_\alpha)}{dE_\chi}=\frac{\pi}{k_\alpha^2}\sum_{J\pi}\omega_\alpha^{\mathrm{J}}\sum_{lsl's'I'}\frac{T_{\alpha ls}^{\mathrm{J}}T_{\chi l's'}^{\mathrm{J}}\rho_{\mathrm{I'}}(U')W_{\alpha\chi}^{\mathrm{J}}}{C} \tag{1}$$

$$C=\sum_{\chi''l''s''}{}'T_{\chi''l''s''}^{\mathrm{J}}+\sum_{\chi''l''s''I''}\int T_{\chi''l''s''}^{\mathrm{J}}(E_{x''})\rho_{\mathrm{I''}}(U'')dE_{\chi''}$$

将出射道的所有最终态能量作积分，同时在一级近似中忽略宽度涨落修正，

$$\sigma_{\alpha\chi}(E_\alpha)=\sum_{J\pi}\sigma_\alpha^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)G_\chi^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi) \tag{2}$$

$\sigma_\alpha^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)$ 代表了激发能 E_{ex}，自旋宇称为 $J\pi$ 的 a+A→B^*复合核形成截面，$G_\chi^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)$ 代表了复合态衰变到出射道的分支比。入射粒子的动能 E_{a} 与激发能的关系如下所示：

$$E_{\mathrm{a}}=\frac{A_{\mathrm{A}}+A_{\mathrm{a}}}{A_{\mathrm{A}}}(E_{\mathrm{ex}}-S_{\mathrm{a}}) \tag{3}$$

$(A_{\mathrm{A}}+A_{\mathrm{a}})/A_{\mathrm{A}}$ 表示入射粒子 a 赋予靶核 A 的反冲能量系数，S_{a} 代表了将粒子 a 从复合核 B^*中分离出来所需的能量。

在替代法中，复合核 B^*是通过直接反应 d+D→b+B^*形成的，B^*的形成将通过符合测量出射粒子 b 来确定，关于 b 的种类、能量以及方向的信息可以通过探测器的粒子鉴别来实现；$P_{\delta\chi}(E_{\mathrm{ex}})$ 代表了形成激发能为 E_{ex} 的复合核 B^*且通过衰变道 χ 衰变的概率，称之为复合核衰变概率：

$$P_{\delta\chi}(E_{\mathrm{ex}})=\sum_{J\pi}F_\delta^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)G_\chi^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi) \tag{4}$$

$F_\delta^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)$ 表示形成的复合核 B^*自旋宇称分布概率，δ 代表了 d+D→b+B^*反应，显然 $\sum_{J\pi}F_\delta^{\mathrm{CN}}(E_{\mathrm{ex}},J,\pi)=1$。实际上，$P_{\delta\chi}(E_{\mathrm{ex}})$ 除了与反应机制以及入射能量有关以外，还与替代反应转移的角动量有关，因此与出射粒子 b 的出射角 θ_{b} 有关，应当写成如下形式：

$$P_{\delta}(E_{ex},\theta_{b})=\sum_{J\pi}F_{\delta}^{CN}(E_{ex},J,\pi)G_{\chi}^{CN}(E_{ex},J,\pi) \tag{5}$$

$$F_{\delta}^{CN}(E_{ex},J,\pi,\theta_{b})=\frac{\sigma_{\delta}^{CN}(E_{ex},J,\pi,\theta_{b})}{\sum_{J'\pi'}\sigma_{\delta}^{CN}(E_{ex},J',\pi',\theta_{b})} \tag{6}$$

与此同时，这一概率可以由实验测得：

$$P_{\delta\chi}^{exp}(E_{ex})=\frac{N_{\delta\chi}}{N_{\delta}\varepsilon_{\chi}} \tag{7}$$

ε_{χ} 表示复合核出射道粒子 b 考虑几何分布的探测效率，一般为裂变碎片或瞬发 γ 的探测效率，N_{δ} 为出射粒子 b 的计数，对应复合核形成事件，$N_{\delta\chi}$ 代表出射道粒子的计数，对应复合核形成后衰变的事件。

理想情况下，如果能够基于合适的理论准确预测 $F_{\delta}^{CN}(E_{ex},J,\pi)$，然后通过实验测得 $P_{\delta\chi}^{exp}(E_{ex})$，代入公式 4 就有可能提取出 $G_{\chi}^{CN}(E_{ex},J,\pi)$，利用 Hauser-Feshbach 理论将其带入公式 2 得到准确的待测反应截面。但是，这一理想方法难以实现，受对强相互作用以及原子核结构认识不足的限制，目前理论预测的 F_{δ}^{CN} 以及实验数据的结合并不能得到满足实际数据测量要求的衰变分支比 G_{χ}^{CN}。

因此，目前在实际的替代法应用中需要引入近似以绕开这一困难，在基于 Hauser-Feshbach 理论的 Weisskopf-Ewing 近似中，假设衰变分支比与复合核的自旋宇称是无关的[11]，即 $G_{\chi}^{CN}(E_{ex},J,\pi)\rightarrow G_{\chi}^{CN}(E_{ex})$，此时，待测截面变为

$$\sigma_{\alpha\chi}^{WE}(E_{a})=\sigma_{\alpha}^{CN}(E_{ex})G_{\chi}^{CN}(E_{ex}) \tag{8}$$

$\sigma_{\alpha}^{CN}(E_{ex})$ 是能量为 E_{ex} 的复合核的形成截面，它可以由一个合适的光学势进行计算，而实验上已经积累了大量的光学势数据，复合核的形成截面定义如下：

$$\sigma_{\alpha}^{CN}(E_{ex})=\sum_{J\pi}\sigma_{\alpha}^{CN}(E_{ex},J,\pi) \tag{9}$$

由于 $\sum_{J\pi}F_{\delta}^{CN}(E_{ex},J,\pi)=1$，衰变分支比 G_{χ}^{CN} 可以直接由实验测量的 $P_{\delta\chi}$ 得到

$$P_{\delta\chi}(E_{ex})=G_{\chi}^{CN}(E_{ex}) \tag{10}$$

因此待测截面可以写为以下形式

$$\sigma_{\alpha\chi}(E_{\alpha})=\sigma_{\alpha}^{CN}(E_{ex})P_{\delta\chi}(E_{ex}) \tag{11}$$

由此可以通过实验结合理论计算的复合核截面得到难以测量的短寿命不稳定核的截面。

3 替代反应法测量实验

在本次实验中，使用质子轰击 ^{89}Y 靶，通过硅探测器获取出射质子能量与计数，并通过 HPGe 探测器与 ^{89}Y 特征 γ 射线进行符合计数进而得到复合核 ^{89}Y*通过发射 γ 射线衰变到基态的相对概率，并利用 UNF 程序[13]进行理论计算得到通过 n+^{88}Y 生成的复合核 ^{89}Y*形成截面，在 Weisskopf-Ewing 近似下将二者相乘得到 ^{88}Y 的中子辐射俘获反应的截面。

3.1 实验准备

本次实验使用的 γ 探测器为中国联合 Gamma 探测器阵列[14]，由 25 个同轴型 HPGe 和 8 个 Clover 探测器组成，大部分配备有 BGO 反康以压低康普顿坪，以 ^{60}Co 的 1332.5 keV 特征峰的半高宽为标准，平均能量分辨为 2.99 keV。

本次实验使用的其中一组 ΔE-E 望远镜由一块厚度 98 μm 的双面硅条探测器（DSSD）和两块厚度 1500 μm 的四分硅（QSD）组成，另一组厚度分别为 88 μm，1500 μm 和 1500 μm，DSSD 和 QSD 在工作电压下的上升时间为 90-100 ns，以 ^{244}Cm 的 α 峰作标准，总体能量分辨率在 0.35%~0.65%之间。

用 Talys 程序进行理论计算[15]，对硅探测器的布局进行辅助分析，并与 Hulstman 等人的实验数据进行比较对理论计算体系进行了验证[16]，如图 2 所示，展示了相对于卢瑟福散射微分截面的比值。对于硅探测器的放置，需要综合考虑探测器效率，几何空间，有效计数(死时间)，辐射损伤等情况。非弹反应是实验所需要探测的有效事件，而弹性散射除了用于能量刻度以外，只会给探测器带来较高的计数率。因此，利用 Talys 计算了弹性散射和非弹散射的角分布并对比，如图 3 所示，可以发现，在 θ_{lab} 大于 46°时，非弹截面大于弹散截面，且小于 30 mb/sr。此时不会影响探测器正常工作，同时考虑到几何空间等情况，最终决定本次实验使用两组由硅探测器组成的望远镜，并分别置于探测器中心相对束流 65°（以前角或 DSSD1 表示）和-100°（以后角或 DSSD2 表示）方向，覆盖角度分别为 47°~84°和-82°~-119°，在该位置处，两组望远镜对非弹质子的探测效率分别为 3.69%和 2.61%。

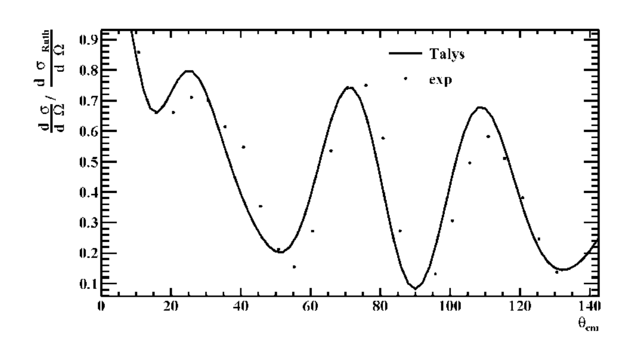


图 2：^{89}Y(p, p)实验测量[15]与 Talys 计算角分布，均以对卢瑟福散射截面的比值展示

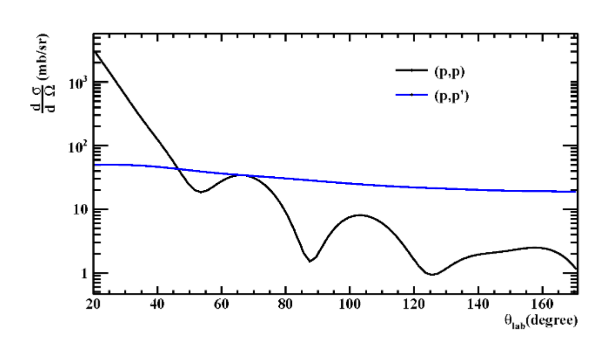


图 3：Talys 程序计算的弹散与非弹散角分布对比

质子束流由原子能院的 HI-13 串列加速器提供，打靶能量为 22 MeV，头部高压 11.09 MV，束流强度为 1 enA，有效束流时间为 93 小时。^{89}Y 靶为原子能院制作的无衬底自支撑金属靶，靶片面密度为 330 μg/cm^2。望远镜放置在铝合金材质的真空靶室中，通过金属旋臂固定在靶室上方的锚点上。由于卢瑟福散射对角度比较敏感，为了监测束流的稳定性，避免打在靶片之外，本次实验将束流监测的 monitor 放置在靶室的束流出口方向，实验布局如图 4 所示。

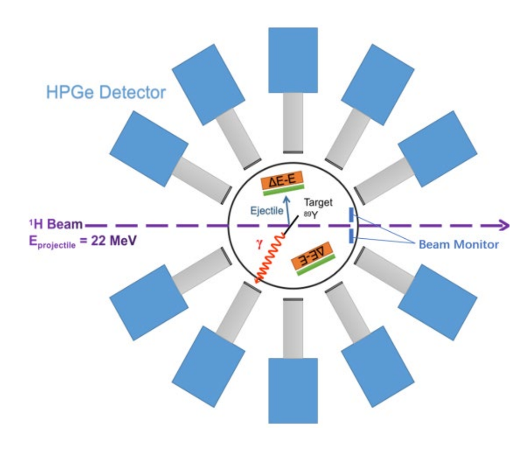


图 4：靶室与实验布局

4 数据处理

实验中主要使用硅探测器对带电粒子进行鉴别和测量，因此对于硅探测器的数据处理是数据分析的关键。

4.1 硅探测器

单块 DSSD 正背面共 32 路信号，由于所连接的电子学器件和探测器本身均存在一定的差异，每一路产生的信号与粒子能量损失的对应关系不尽相同。为了克服传统能量刻度方法工作量大和主观因素引起的误差问题，本次工作采用乔锐等人所使用的自刻度方法进行预处理[17]。首先选取一面统计最高的条（以 x 面或 front 面为例）作为参考条刻度另一面所有条（以 y 面或 back 面为例），使用二次多项式可以减少硅探测器部分能区线性较差的影响：

$$E_{\mathrm{r}} = a_{\mathrm{yi}}E_{\mathrm{yi}}^2 + b_{\mathrm{yi}}E_{\mathrm{yi}} + c_{\mathrm{yi}}, \mathrm{i} = 0,1,\cdots,15 \tag{12}$$

在上式中，E_{r} 代表参考条的能量，E_{yi} 代表 y 面第 i 条能量，a_{yi}，b_{yi}，c_{yi} 称为 E_{yi} 相对于 E_{r} 的归一化系数。

第二步，将 y 面的所有条数据视为一个整体，作为参考条，刻度 x 面的所有条：

$$E_{\mathrm{yr}} = a_{\mathrm{xi}}E_{\mathrm{xi}}^2 + b_{\mathrm{xi}}E_{\mathrm{xi}} + c_{\mathrm{xi}}, \mathrm{i} = 0,1,\cdots,15 \tag{13}$$

第三步，将 x 面的所有条数据视为一个整体，作为参考条，刻度 y 面的所有条：

$$E_{\mathrm{xr}} = a_{\mathrm{yi}}E_{\mathrm{yi}}^2 + b_{\mathrm{yi}}E_{\mathrm{yi}} + c_{\mathrm{yi}}, \mathrm{i} = 0,1,\cdots,15 \tag{14}$$

至此得到所有 32 条的自刻度系数。

根据上述自刻度方法对 DSSD 进行刻度。由于统计量足够，只选取每次事件中仅有单条响应的事件用于刻度，以避免条间信号互扰的影响。经过上述自刻度过程得到图 5，刻度完成后，观察图 6 残差能量关系，低能部分符合较好，高能部分存在部分非线性，主要与低能部分权重较大有关。由于实验目标相关的质子在 DSSD 中能量沉积集中在低能区，因此没有对拟合作进一步修正的必要性。

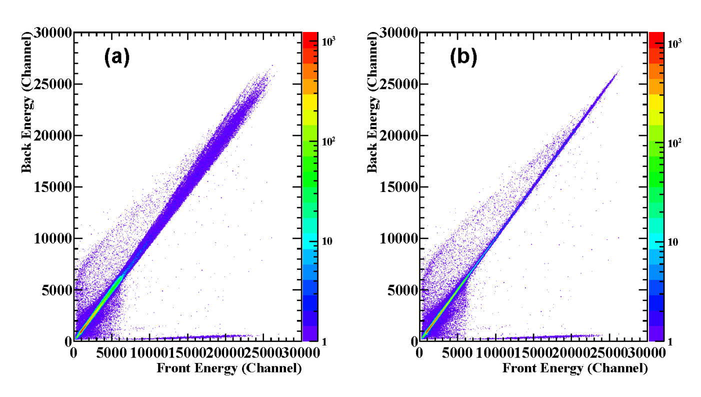


图 5：后角自刻度前后结果对比，（a）刻度前，（b）刻度后

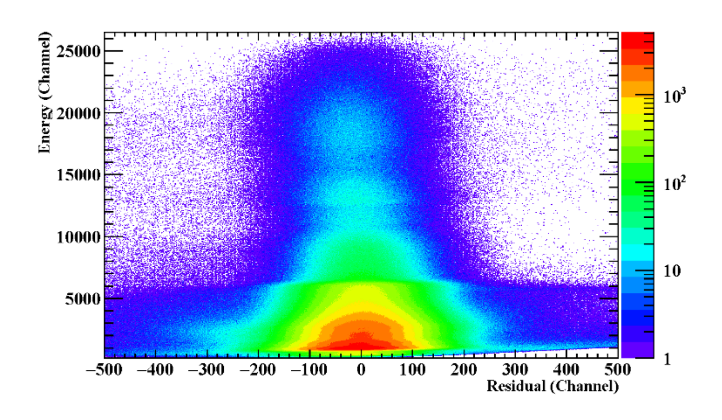


图 6：残差分布

以上讨论的是 DAQ 记录的道址信号处理，其对应的真实能量值还需要进行刻度，即探测器的能量刻度。实验中采用的 ADC 在有效的道址范围内都是线性响应的，由于本次实验关心的质子在 DSSD 中沉积能量均在低能区范围内，故可忽略图 6 中 DSSD 在高能段的非线性，为了方便算法设计并提高算法稳健性，能量刻度的函数关系选择一次多项式进行描述：

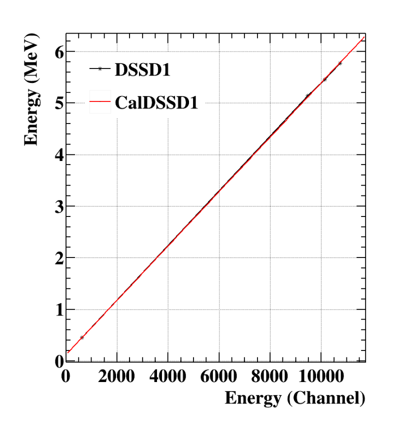
$$E = k_{\mathrm{cali}} C + b_{\mathrm{cali}} \tag{15}$$

其中 k_{cali} 和 b_{cali} 是能量刻度的系数，C 是自刻度的函数关系。

探测器的能量刻度最简单的方式为 α 放射源刻度，但是对于动态区域较大的部分，会产生较大的误差，因此需要其他能量点对刻度参数进行约束。本次实验刻度使用 LISE++程序的计算结果结合前两层望远镜的粒子鉴别（简称 PID）谱上质子的弹散能点进行刻度，同时为了避免出射粒子角度的影响，选择探测器中心格点数据用于刻度，结果如图 7 所示。图中右上三点为 3α 混合源（^{239}Pu、^{241}Am 和 ^{244}Cm，如表 1）按照强度百分比进行加权得到，左下角靠近横轴的点为使用 LISE++软件计算出在第一层 DSSD 中质子的能量沉积。图 8 为刻度后 PID，由粒子在望远镜第一层的 DSSD 和第二层的 QSD 中的能量沉积给出，第三层 QSD 没有用到。D 线大于 12 MeV 的蓝色部分为探测器事件堆积。

表 1：3α 源中不同放射性核素特征 α 能量及强度

核素	α 能量/MeV	强度/%
^{239}Pu	5.106	11.94
	5.144	17.11
	5.157	70.77
^{241}Am	5.388	1.66
	5.443	13.1
	5.486	84.8
^{244}Cm	5.763	76.9
	5.805	23.1



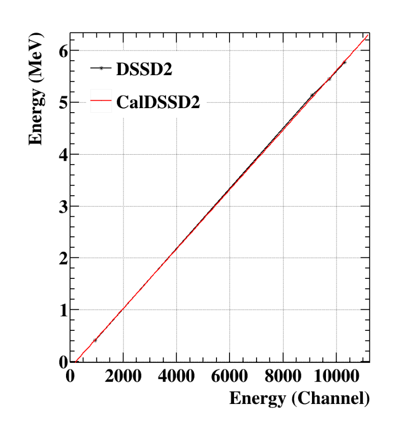


图 7：前角（左）与后角（右）探测器能量刻度结果

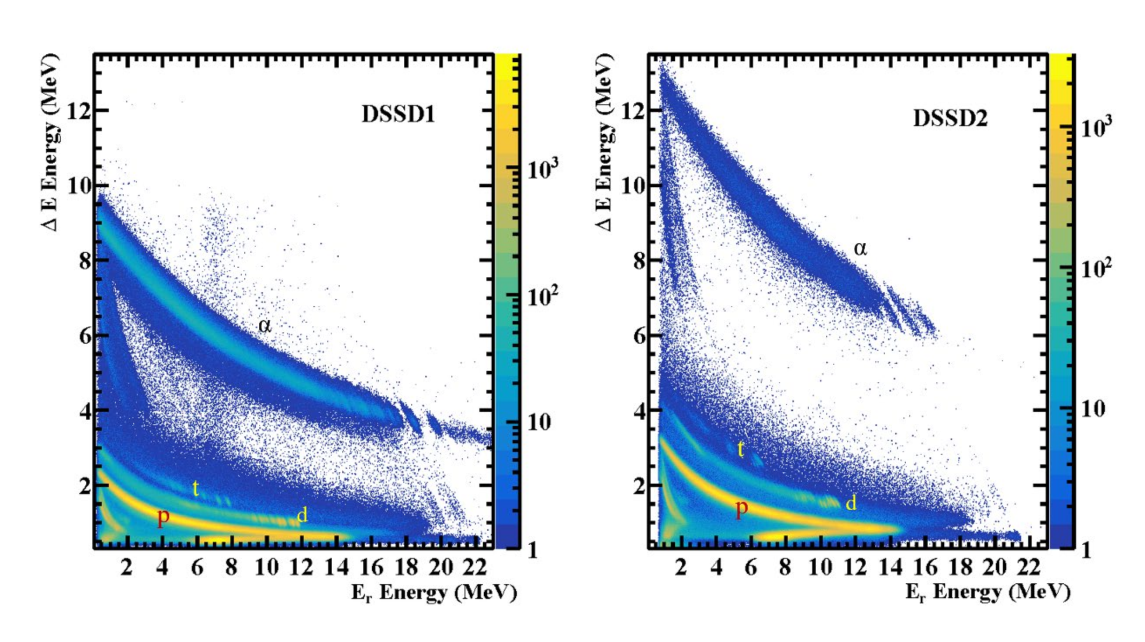


图 8：前角（左）与后角（右）刻度后 PID

5 能谱重建与实验结果

在完成刻度后，利用出射粒子能谱反推复合核激发能，由非相对论情况下能量动量守恒，有以下方程：

$$E^{*}=E_{\mathrm{B}}^{*}=\frac{M_{\mathrm{B}}Q-E_{\mathrm{a}}(M_{\mathrm{a}}-M_{\mathrm{B}})-E_{\mathrm{b}}(M_{\mathrm{B}}+M_{\mathrm{b}})+2\sqrt{M_{\mathrm{a}}M_{\mathrm{b}}E_{\mathrm{a}}E_{\mathrm{b}}}\cos\theta}{M_{\mathrm{B}}} \tag{16}$$

表 2：实验反应道与参数

反应道	靶核 A	入射核 a	剩余核 B	出射核 b	Q/MeV	S_n/MeV
^{89}Y(p, p') ^{89}Y*	^{89}Y	p	^{89}Y*	p	0	11.4806

16 式中，复合核激发能 E^*，亦是我们所求剩余核核 ^{89}Y*的激发能 E_B^*，M 代表核质量，Q 是入射出射粒子均为基态时的反应能，E 代表粒子能量。

根据表 2 中的相关参数，即可反推出激发能，再利用公式 3，即可得到对应的中子能量。使用 TCUT 截取 PID 中的质子部分，然后需要筛选出硅探测器与 HPGe 探测器的有效符合事件，通过符合时间可以对数据进行进一步筛选。根据图 9 的 DSSD 与 HPGe 探测器的时间差，以-600-200 ns 为筛选时间窗，由此做出 E_n-E_γ 的关联谱，如图 10 所示，E_γ 为单个光子能量，单次事件中仅有一个 E_n，可能对应多个光子的 E_γ。图中 E_n 的负值部分是本次工作保留了小于 ^{89}Y 的中子分离能 S_n 的等效激发能，等效中子能量大于 0 MeV 后，复合核总激发能增加导致 γ 数量增加，且通过中子衰变的通道打开，导致低能处 γ 事件增强。

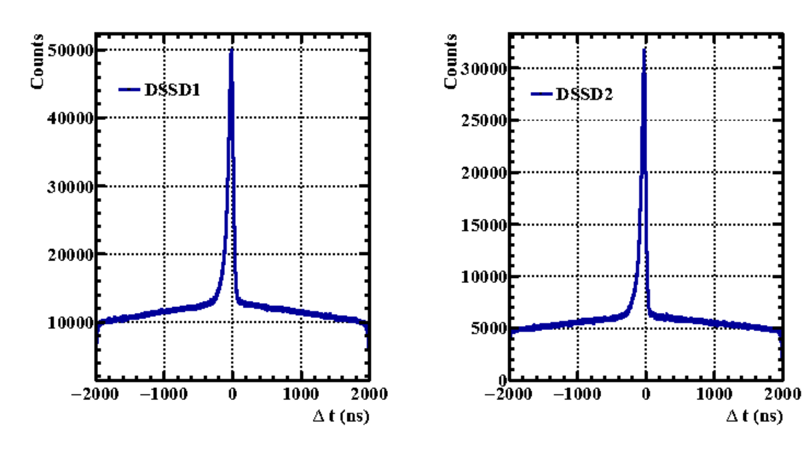


图 9：DSSD 与 HPGe 探测器的信号时间差

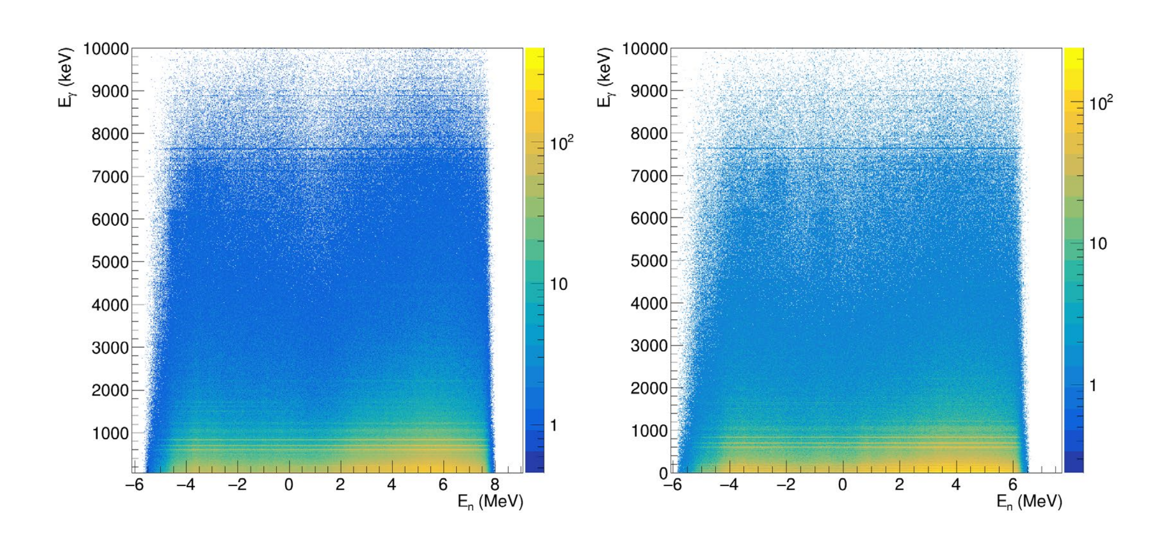


图 10：前角（DSSD1）与后角（DSSD2）E_n-E_γ 关联谱

首先将关联谱投影至 y 轴（E_γ）并用 ROOT 软件进行本底扣除得到 γ 射线能量与计数的曲线，如图 11 所示，图 12 中 500 至 1000 keV 之间较为宽的峰为中子与高纯锗晶体相互作用产生，500 keV 附近的为 511 keV 的单逃逸峰，左部低能处为 KX 射线。图 12 中标注出 ^{89}Y 由激发态衰变发射的特征 γ，其本底主要是康普顿散射本底，由于没有空靶进行本底测量，本次使用 ROOT 软件自带算法对本底进行扣除。然后对 ^{88}Y 中子辐射俘获反应使用 Talys 程序进行计算得到复合核 ^{89}Y*发射不同特征 γ 的截面，如下表 3 所示，表中 L 代表 level（能级），如 L_0 代表基态，L_1 代表第一激发态。通过图 12 和表 3 的综合考虑，结合 ENSDF 关于 ^{89}Y 的 γ 衰变纲图，本次工作选择 1.507 MeV 和 1.745 MeV 两条特征 γ 作为分析的目标，理由是上述两条 ^{89}Y 的特征 γ 的统计效果在所有观测到的 ^{89}Y 特征 γ 射线中最好。将关联谱依照等效激发能分条（bin）投影至 y 轴（E_γ）得到不同等效中子能量下的 γ 计数，选取统计数量较高的 1.507 MeV 和 1.745 MeV 两条特征 γ 以在替代反应中计算复合核通过发射 γ 衰变的相对概率。在等效中子能量小于 0 时，即复合核的激发能小于中子分离能 11.48 MeV，复合核仅能以发射 γ 射线的形式退激发，可以认为在这一范围内通过 γ 衰变退激发概率等于 1。对等效中子能量-4~2 MeV 范围的特征 γ 峰和出射质子数进行统计，将等效中子能量小于 0 的 γ 计数进行归一，得到不同等效能量 bin 下的质子-特征 γ 符合计数和质子事件总计数（代表复合核形成事件），带入公式 7 得到 γ 衰变相对概率。而当等效中子能量大于 0 时，复合核通过发射中子进行衰变的通道开放，使得复合核通过发射 γ 的衰变道与发射中子的衰变道开始竞争，在等效中子能量大于 2 MeV 的部分，所挑选的两条特征 γ 统计计数下降到很低，统计误差过大，没有分析的价值。由于能量守恒限制，复合核在等效中子能量为负的

区间仅能通过发射 γ 退激到基态，可以认为在这一范围内 γ 衰变概率 P_γ=1，将等效中子能量负区间的衰变概率进行归一，并将两个特征能量的前后角按统计误差加权得到归一后的 P_γ 随 E_n 的变化曲线，如下图 13 所示。

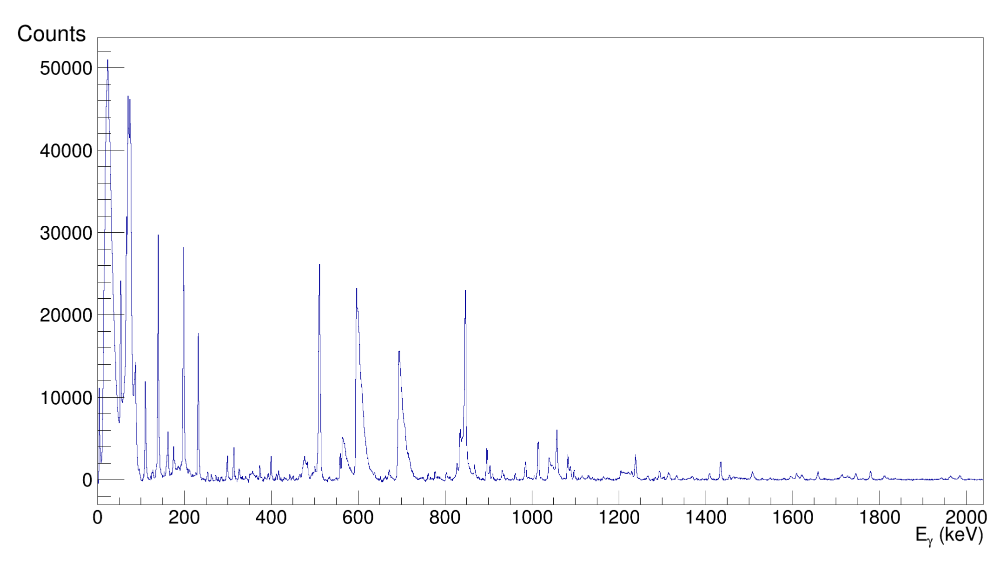


图 11：γ 能量与计数

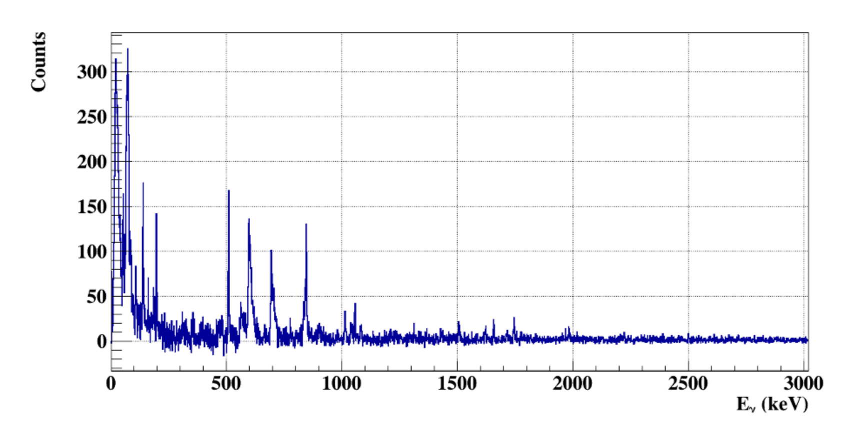


图 12：等效中子能量为-3.88MeV，以 0.05MeV 宽度画出的 γ 能量与计数图，可见 511keV 峰和锗-中子作用产生的 600/700/850keV 左右的大宽度峰

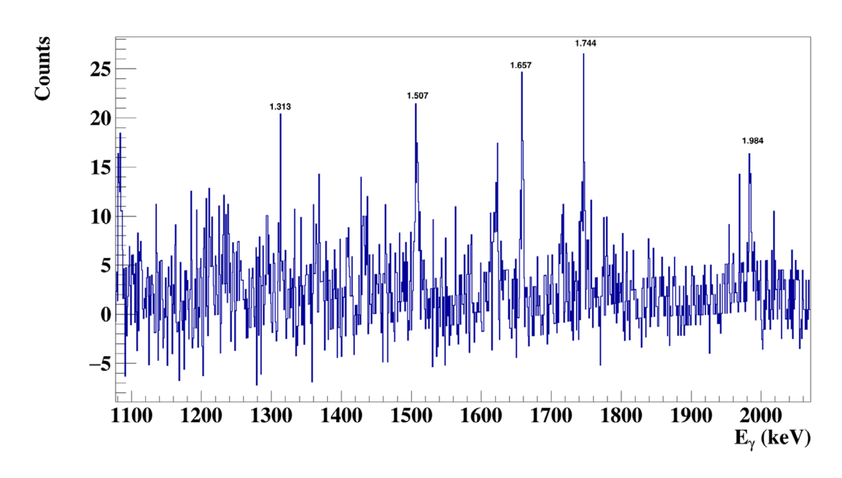


图 13：图 12 的局部放大图，^{89}Y 衰变的特征 γ 峰已标注

表 3：Talys 计算得到的 $^{89}Y^*$瞬发特征 γ 发射截面

初态	末态	截面/mb	γ 能量/MeV
L_{11}	L_1	25.7073	1.98401
L_6	L_1	20.6549	1.65758
L_2	L_0	12.6301	1.50741
L_9	L_1	12.3071	1.96273
L_{16}	L_6	11.6825	0.77689
L_3	L_0	9.73152	1.74474
L_4	L_1	7.34516	1.31346
L_{13}	L_0	7.03508	3.10726

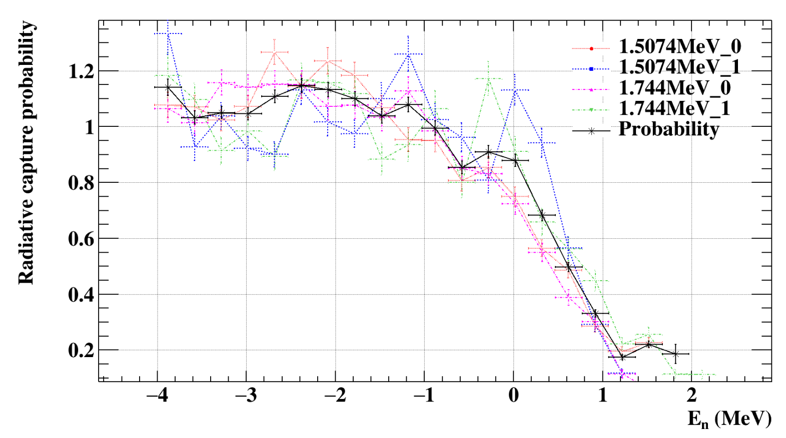


图 14：实验测量得到的前角（后缀 0）和后角（后缀 1）γ 衰变概率

利用 UNF 程序计算得到 n+^{88}Y 的复合核形成截面随中子能量变化曲线，如图 15 所示。UNF 程序使用 Hauser-Feshbach 理论和光学模型进行计算，而这二者均从光学势得来，光学势的计算是通过符合中子的全截面、弹性散射角分布和去弹截面得到的，因此该程序对复合核的中子反应的形成截面普适性较好，给数据带来的不确定度在 10%以内。结合实验得到的 γ 衰变概率，利用公式 11，即可得到图 16 中的反应截面，其误差主要是统计误差，与各大数据库的评价结果对比如图 17 所示，图中的点为实验值[18]。

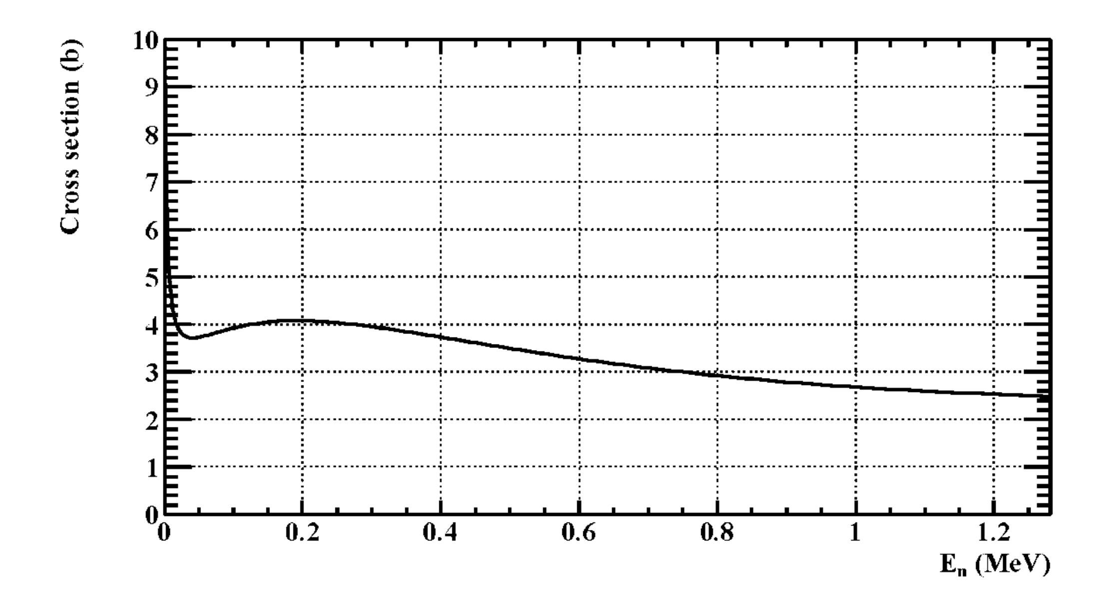


图 15：复合核形成截面

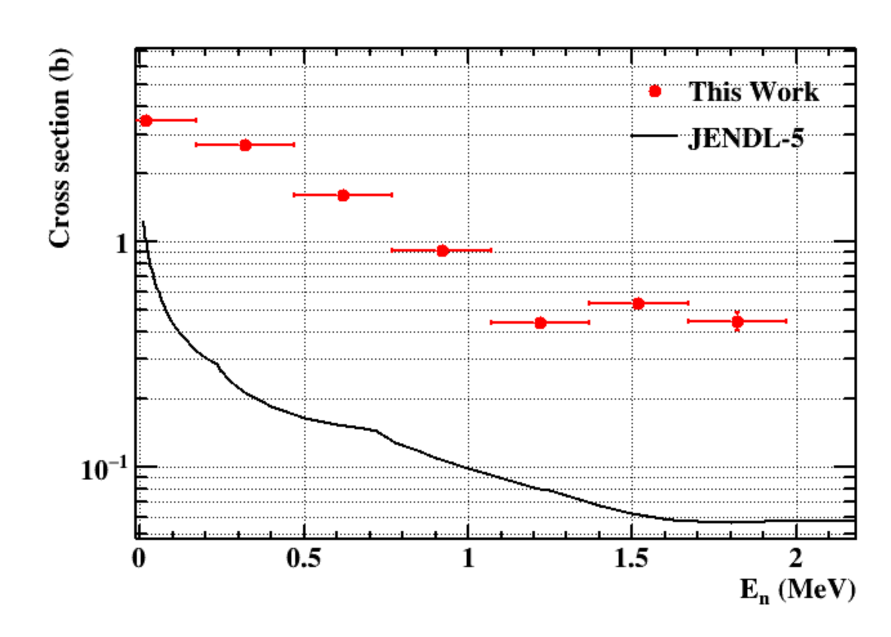


图 16：^{88}Y(n, γ)反应截面

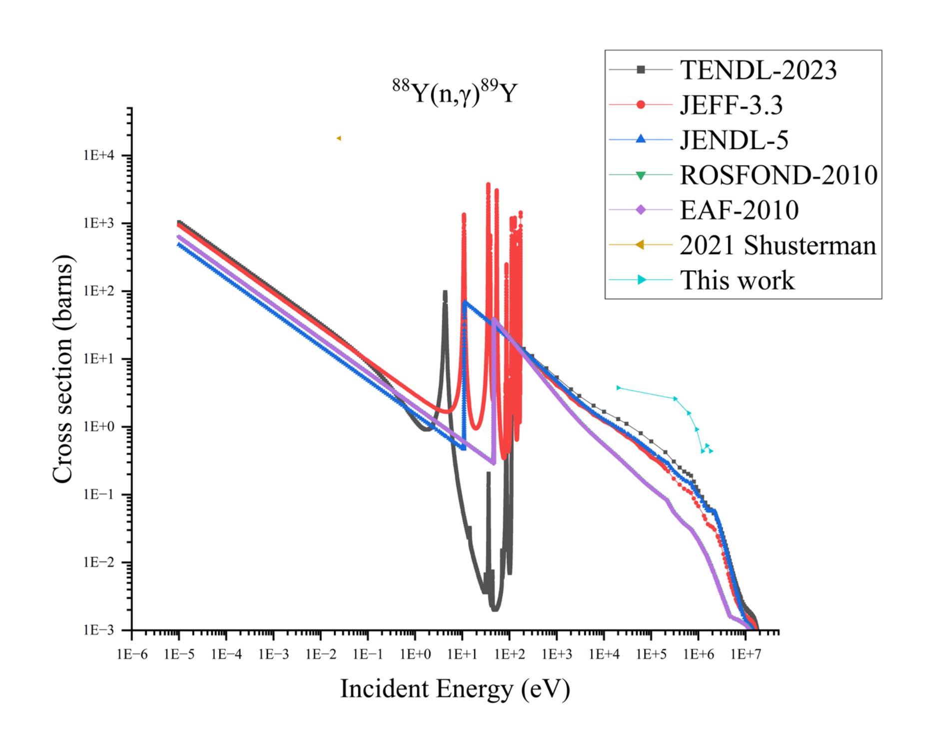


图 17：实验测量截面与评价数据对比

6 结果修正

通过与核数据库的评价结果进行对比，可以在图中看出，替代反应法得到的实验结果与数据库的评价结果均为下降趋势，但均高于后者，这种差异是中子诱发反应与替代反应的自旋宇称的不同，即自旋宇称不匹配导致的。与此类似，在其他学者关于中子辐射俘获截面的工作中也在存在着实验结果与评价结果存在差异的情况。N. D. Scielzo 和 G. Boutoux 等人分别使用替代反应法测量中子俘获截面，在实验中均使用 γ 探测阵列进行测量以确保实验结果的可靠性。在两组实验中，所得到的结果均高于参考截面[19][20]。

在本次工作中，对于中子辐射俘获反应使用替代法进行截面测量导致截面过高的原因可能是由于幻数的影响。一些质量数 A 约为 90 的核，如 Y 和 Zr 等，这些核的中子数位于幻数附近，它们对自旋宇称的敏感度较高，W-E 近似在该区域适用性降低[21][22]，不能直接将公式 2 中的自旋宇称忽略并转化为公式 8，此处参考国外其他学者的工作对该实验结果进行修正。

本次修正参考了 W. Younes 与 H. C. Britt 的相关工作[23]，并使用 Talys 程序对替代反应 ^{89}Y(p, p')和目标反应 ^{88}Y(n, γ)形成相同复合核的布居概率和复合核衰变概率进行理论计算，

得到两种反应生成的复合核 ^{89}Y*布居到每一个自旋宇称态上的绝对概率并换算为百分制的相对概率，同时得到复合核 ^{89}Y*从每一个自旋宇称态上衰变的概率，用相对布居概率对复合核衰变概率进行加权得到 17 式中的加权后的目标反应与替代反应的复合核衰变概率。参考修正公式如下：

$$\sigma^{(\mathrm{ren})}(E_{\mathrm{n}}) \equiv \sigma(E_{\mathrm{n}}) \times \frac{P^{(\mathrm{tar})}(E_{\mathrm{x}})}{P^{(\mathrm{sur})}(E_{\mathrm{x}})} \tag{17}$$

17 式中，$\sigma^{(\mathrm{ren})}(E_{\mathrm{n}})$为修正后的截面，ren 代表 renormalized，$\sigma(E_{\mathrm{n}})$表示实验得到的反应截面，分子和分母分别表示目标反应与替代反应复合核衰变概率。修正结果如下图 18 所示。

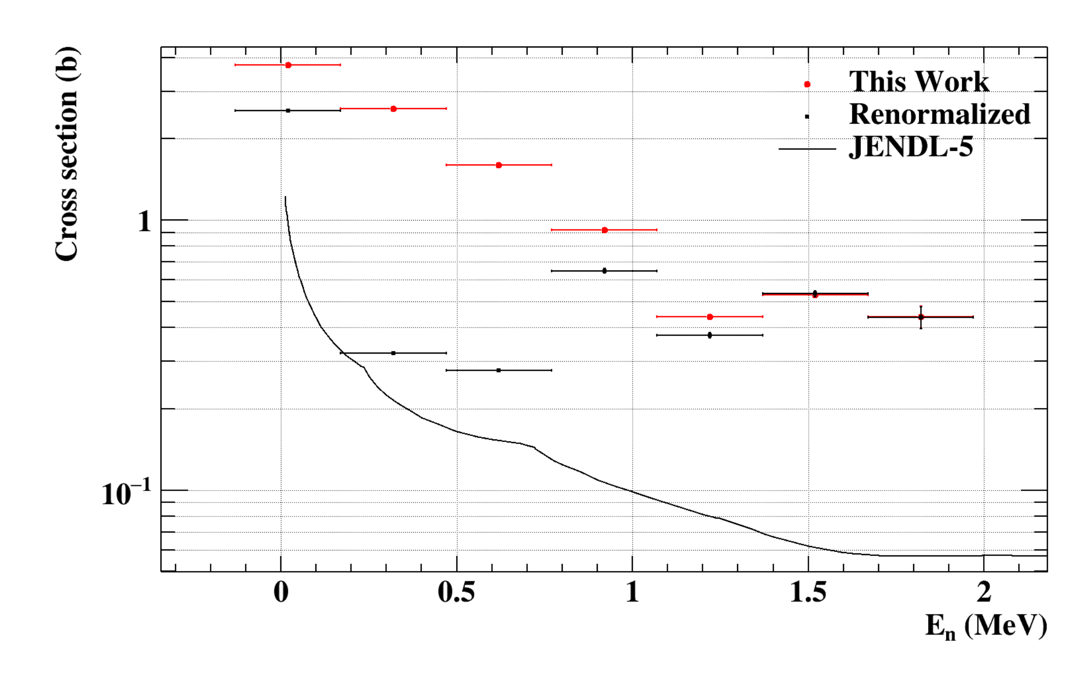


图 18：修正后结果与实验结果对比

7 总结

本次工作提出使用质子非弹性散射反应作为中子辐射俘获反应的替代反应进行实验，通过对 ^{89}Y(p,p’)的测量，得到 ^{88}Y(n, γ)在 0-2 MeV 能量范围的反应截面，并通过适当的修正得到修正后的反应截面。

替代反应法对容易测量的反应可以提供补充和检验，对不易测量的反应可以提供一种间接测量方法，替代法这一间接方法在未来核数据测量方面有巨大的潜力，仍需要重视和不断发展，在实验难以涉及到的不稳定核区域进一步推动替代法的应用，对核数据的测量、评价及建库具有积极的意义。

8 参考文献

[1] LI Zhihong. Nuclear Astrophusics, Atomic Energy Press, 2019 (in Chinese)

(李志宏. 核天体物理学[M]. 中国原子能出版社, 2019.).

[2] BURBIDGE E M, BURBIDGE G R, FOWLER W A, et al. Reviews of modern physics, 1957, 29(4): 547. DOI: 10.1103/RevModPhys.29.547.

[3] ILIADIS C. Nuclear physics of stars[M]. John Wiley & Sons, 2015.

[4] TRAVAGLIO C, RÖPKE F, GALLINO R, et al. The Astrophysical Journal, 2011, 739(2): 93. DOI: 10.1088/0004-637X/739/2/93.

[5] ARNOULD M, GORIELY S. Physics Reports, 2003, 384(1-2): 1. DOI: 10.1016/S0370-1573(03)00242-4.

[6] JUST O, BAUSWEIN A, PULPILLO R A, et al. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2015, 448(1): 541. DOI: 10.1093/mnras/stv009.

[7] ESCHER J E, HARKE J T, DIETRICH F S, et al. Reviews of modern physics, 2012, 84(1): 353. DOI: 10.1103/RevModPhys.84.353.

[8] BOHR N. Nature, 1936: 344. DOI: 10.1038/137351a0.

[9] HAUSER W, FESHBACH H. Physical review, 1952, 87(2): 366. DOI: 10.1103/PhysRev.87.366.

[10] VOGT E. Advances in Nuclear Physics: Volume 1, 1968: 261. DOI:10.1007/978-1-4757-0103-6_4.

[11] WEISSKOPF V, EWING D. Physical Review, 1940, 57(6): 472. DOI:10.1103/PhysRev.57.472.

[12] LARSEN A C, GUTTORMSEN M, SCHWENGNER R, et al. Phys Rev C, 2016, 93(4): 045810. DOI: 10.1103/PhysRevC.93.045810.

[13] ZHANG J. Nuclear Science and Engineering, 1993, 114(1): 55. DOI:10.13182/NSE93-3.

[14] LI Zhihong, LIN Chengjian, ZHENG Yun, et al. Atomic Energy Science and Technology, 2020, 54(zengkan): 17-34. DOI:10.7538/yzk.2020.zhuankan.0362. (in Chinese).

(李志宏，林承键，郑云，等. 原子能科学技术，2020, 54(zengkan): 17-34. DOI:10.7538/yzk.2020.zhuankan.0362.)

[15] KONING A, HILAIRE S, GORIELY S. The European Physical Journal A, 2023, 59(6): 131. DOI: 10.1140/epja/s10050-023-01034-3

[16] HULSTMAN L, BLOK H, VERBURG J, et al. Nuclear Physics A, 1975, 251(2): 269. DOI: 10.1016/0375-9474(75)90070-6.

[17] QIAO R, YE Y, WANG J, et al. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2014, 61(1): 596. DOI: 10.1109/TNS.2013.2295519.

[18] SHUSTERMAN J A, SCIELZO N D, ABEL E P, et al. Phys Rev C, 2021,103: 024614. DOI: 10.1103/PhysRevC.103.024614.

[19] SCIELZO N, ESCHER J, ALLMOND J, et al. Phys Rev C, 2010, 81 (3): 034608. DOI: 10.1103/PhysRevC.81.034608.

[20] BOUTOUX G, JURADO B, MÉOT V, et al. Phys Lett B, 2012, 712 (4-5): 319. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.05.012.

[21] FORSSÉN C, DIETRICH F, ESCHER J, et al. Phys Rev C, 2007, 75 (5): 055807. DOI: 10.1103/PhysRevC.75.055807.

[22] ESCHER J, HARKE J, HUGHES R, et al. Phys Rev Lett, 2018, 121 (5): 052501. DOI: 10.110./PhysRevLett.121.052501.

[23] Younes, W. and Britt, H. C. Phys. Rev C, 2003, 67 (2): 024610. DOI: 10.1103/PhysRevC.67.024610.

Measurement of ^{88}Y Neutron Capture Cross Section with the Surrogate Reaction Method

ZHU Deyu[1], QIU Yijia[1,3], LIN Chengjian[2], WU Xiaoguang[2], HAN Yinlu[1], FENG Jing[†1], ZHENG Yun[2], YANG Lei[2], LUO Tianpeng[2], CHANG Chang[2], SUN Qi[1], WU Hongyi[1], WANG Hanyu[1], ZHAO Yixuan[1], HUANG Dahu[2], LI Tianxiao[2], ZHENG Min[2], ZHAO Zhihao[2,4], ZHU Yiwei[1], ZHAO Kunling[1,5], SUN Pengfei[1], SONG Jinxing[1], GUO Mingwei[1], REN Sixi[1]

(1. Key Laboratory of Nuclear Data, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

2. Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

3. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, Gansu, China;

4.College of Physics, Jinlin University, Changchun 130012, Jinlin, China;

5. The College of Nuclear Technology and Automation Engineering, Chengdu University of Technology, Chengdu 610051, Sichuan, China)

Abstract: The unstable nuclear neutron reaction cross section data are valuable in a number of fields, however, it is difficult to make direct measurements due to factors such as difficulty in target preparation. The neutron reaction cross section can be measured indirectly by using the theoretical calculation combining with the surrogate reaction experiment result which produces the same compound nucleus(CN) as the target reaction does. Based on this theory, we use ^{89}Y(p,p')^{89}Y instead of ^{88}Y(n,γ)^{89}Y to determine the cross section of ^{88}Y(n,γ) through the use of UNF program and Weisskopf-Ewing limit combining with the γ relative decay probability from the p-γ coincidence measurement of the cascade γ decay of the CN ^{89}Y*.

Keywords: surrogate reaction; neutron capture cross section; Weisskopf-Ewing approximation; inelastic scattering

Received date： yyyy-mm-dd; **Revised date**：yyyy-mm-dd

Foundation item： Key Laboratory of Nuclear Data Foundation (JCKY2019201C151)，Continuous-Support Basic Scientific Research Project (BJ010261223282)

Corresponding author： FENG Jing，Email: fengj@ciae.ac.cn